

Υ 的三胶子碎裂

田丽丽 谢去病¹⁾

(济南大学物理系 250002) (山东大学物理系, 济南 250100)

摘 要

至今, 只有 Lund 模型能定性说明 Υ 三胶子碎裂的高重子产额, 却没有一个模型能定量解释 ARGUS 组的精密测量结果. 本文把我们成功解释了 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2\text{jet}$ 的夸克产生律与组合律, 取代 Lund 弦碎裂模型, 直接用到 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的色弦上. 发现不附加任何参数, 即与 ARGUS 的结果符合得很好.

一、引 言

胶子碎裂机制的研究, 是当前粒子物理一个重要前沿课题. 从 $\Upsilon(1s)$ 粒子研究胶子碎裂, 比研究高能反应连续区的胶子、夸克喷注, 有许多优点: (a) 根据微扰 QCD, $\Upsilon(1s)$ 的强衰变只能通过三胶子碎裂, 纯粹是胶子碎裂的结果, 没有区分夸克、胶子喷注(碎裂)的困难; (b) 作为纯胶子源的 $\Upsilon(1s)$ 共振, 无论在 e^+e^- 或 $h-h$ 反应中, 都比连续区的胶子喷注产生截面大得多; (c) Υ 强衰变的实验结果, 包括了三胶子所有可能的角度和能量分布, 正好回避了后一种情况中, 测定各喷注间夹角, 确定碎裂胶子能量的不确定性; (d) 高能喷注虽提高了鉴别胶子、夸克喷注及其能量的精度, 但又包含了部分子级联过程的重要影响. $\Upsilon \rightarrow 3g \rightarrow h's$ 中, 胶子能量很低 ($E_i \leq \frac{M_\Upsilon}{2} = 4.73\text{GeV}$), 强子末态更直接地反映了胶子的强子化机制.

实验发现, $\Upsilon \rightarrow 3g$ 碎裂与相近能量的 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 碎裂相比, 虽然各种介子的产额几乎相同, 但各种重子都多 2 到 3 倍^[4]. 这一规律, 其它模型都无法解释, 只有 Lund 模型能定性说明^[1-3]. 但进一步的研究证实, 即使调整模型中许多自由参数, 仍不能定量解释近来 ARGUS 组精细测量的 Υ 衰变的各种粒子产额和其它一系列特征^[4].

Lund 模型在解释 e^+e^- 反应连续区现象中取得广泛成功. 而在定量解释 $\Upsilon \rightarrow 3g \rightarrow h's$ 上的失利, 有两种可能性: 一是 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的色弦结构图象有问题; 二是, 虽然色弦结构基本是对的, 但其弦碎裂模型对强子化的描述, 尤其对重子产生的描述, 本来就不够好.

为检查第一种可能, 我们在文献[5]中, 直接从颜色波函数, 用 QCD 全面分析了 $\Upsilon \rightarrow$

• 国家自然科学基金资助.

1) 中国高等科技中心成员, 中国科学院理论物理所客座人员.

本文 1992 年 9 月 7 日收到.

3g 的色弦结构. 发现 Lund 假定的图象, 是近似成立的. 为检查第二种可能, 本文用在 $e^+e^- \rightarrow 2\text{jet}$ 中已被检验对描述强子化, 尤其对重子产生更简洁有效的夸克产生律和组合律^[6], 取代 Lund 弦碎裂模型, 并直接用在上述色弦结构上, 计算 $\Upsilon \rightarrow 3g \rightarrow h's$ 的各种粒子产生率.

二、 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的色弦结构和 Dalitz 图

在文献[5]中, 我们直接从 Υ 衰变的 3g 系统颜色波函数出发, 用 QCD 仔细分析了这种系统的色弦结构. 发现 97% 的几率的确如 Lund 模型假定的那样, 形成三条联接三个胶子的三重态引力色弦, 这三条联接构成封闭三角形的弦是色单态弦. 另有 3% 的几率, 则只能形成两条色三重态弦, 这是 Lund 模型未料到的. 我们的检验表明, 色弦结构的这一修正, 对最后结果影响不大. 因此我们在本文下面计算中, 对 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的色弦结构, 采用 Lund 模型同样的近似, 以对比不同弦碎裂(强子化)模型的影响.

在 Υ 静止系中, 这三个胶子分别具有能量 E_1, E_2, E_3 和动量 p_1, p_2, p_3 . 而胶子 i 和胶子 j 之间的色弦, 则是作为双色荷系统的胶子中, 一个色荷与另一胶子中色荷之间的引力场. 因此这每条弦的能量 E_{ij} 及动量 p_{ij} 为:

$$E_{ij} = \frac{1}{2}(E_i + E_j) = \frac{1}{2}(|p_i| + |p_j|) \quad (1)$$

$$p_{ij} = \frac{1}{2}(p_i + p_j) \quad (2)$$

(1) 式已用到胶子质量为零的条件. (2) 式表明, 在 Υ 静止系, 即 3g 系统的质心系中, 这三条色弦都不是静止的, 而是“横向激发”的. 只有每条弦在其固有质心系中的能量, 即不变质量 M_{ij} , 提弦具有的全部势能, 即能够通过 QCD 真空激发产生新的夸克对的有效能(见图 1). 显然:

$$M_{ij} = \sqrt{E_{ij}^2 - |p_{ij}|^2} = \sqrt{\frac{p_i p_j}{2}(1 - \cos\theta_k)} \quad (3)$$

其中 i, j, k 取 1, 2, 3 轮换, θ_k 是 p_i 与 p_j 间的夹角. 四动量守恒:

$$\left. \begin{aligned} M_\Upsilon &= E_1 + E_2 + E_3 \\ 0 &= p_1 + p_2 + p_3 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

确定了三个胶子能量与角度分布间的一一对应关系. 其中 M_Υ 表示 Υ 粒子的静质量. $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的运动学物理区, 可用 Dalitz 图表示. 因胶子静质量为零, 是极端相对论情况, E_1, E_2, E_3 的物理区是图 2 Dalitz 图中的倒三角形^[7]. 但注意其中三个顶点是非物理点, 必须扣除. 物理区中每个点对应三个胶子能量或角度分布确定的一个状态, Υ 跃迁到这一状态的几率密度 $d\omega_{ba}$ 则为:

$$d\omega_{ba} \propto |m_{ba}|^2 ds \quad (5)$$

ds 为 Dalitz 图中这物理点附近的面积元, m_{ba} 是从 Υ 跃迁到三胶子态的不变振幅, 可表示

为 Dalitz 图中物理点的密度. 它确定了三个胶子取相应角分布的权重.

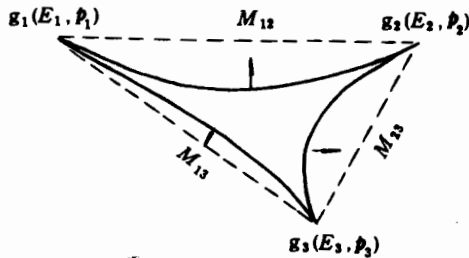


图 1 Lund 模型中, $T \rightarrow 3g$ 的色弦结构: 三个胶子间都有三重态色弦, 三条弦都有“横向激发”, 在各自质心系中, 能量为 M_{ij} . 总体则构成一条三角形封闭弦.

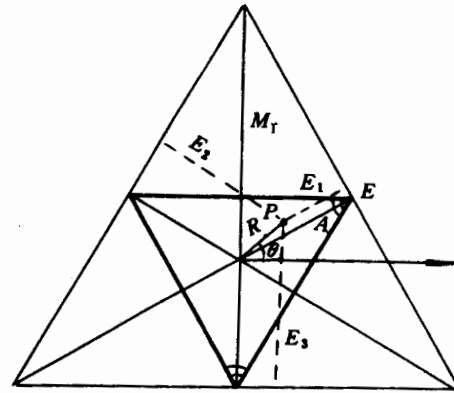


图 2 $T \rightarrow 3g$ 衰变的 Dalitz 图

物理区为除去三顶点的中间倒立三角形, 任一物理点 P 可用极坐标 (R, θ) 表出. 其对应三个胶子的能量为 E_1, E_2, E_3 , 它们也是 R, θ 的函数.

A. Ore 等人从 QED 得到 1^{--} 电子偶素衰变为三个光子的跃迁振幅^[6]. S. T. Brodsky 和 Harald Fritzsch 等论证了 $T \rightarrow 3g$ QCD 过程的跃迁振幅, 实际与上一过程相同, 即^[9]:

$$|m_{ba}|^2 \propto \left\{ \frac{[(M_T/2) - E_1]^2}{E_2^2 E_3^2} + \frac{[(M_T/2) - E_2]^2}{E_1^2 E_3^2} + \frac{[(M_T/2) - E_3]^2}{E_1^2 E_2^2} \right\} \quad (6)$$

因此, 用(1)–(3)可算出三胶子在任一运动学状态时, 它们间三条色弦的固有能量 M_{ij} ; 利用(5)、(6)式则可算出这组胶子或色弦能量的权重.

三、“夸克产生律”和“夸克组合律”

正如引言中所述, Lund 模型对 T 衰变的处理, 是把 Lund 的 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2 \text{ jet}$ 中的 $q\bar{q}$ 弦碎裂模型, 搬到上述 $T \rightarrow 3g$ 的色弦碎裂上, 因此后者的碎裂完全由前者确定, 不需引入新的自由参数^[3]. 在文献[6]中, 我们也提出了一个 $q\bar{q}$ 碎裂模型, 统一解释了 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2 \text{ jet}$ 的大量实验现象和基本规律. 与包括 Lund 模型在内的其它唯象模型相比, 其突出优点是自由参数很少, 并能统一给出重子与介子的产生. 而用于 $T \rightarrow 3g$ 的 $q\bar{q}$ 轻夸克碎裂, 只有一个可调参数, 而且已由 $e^+e^- \rightarrow 2 \text{ jet}$ 的实验定出. 下面对本文用到的“夸克产生律”和“夸克组合律”作简单介绍.

(1) 夸克产生律

按照夸克产生律, 当荷色体 (q, \bar{q} 或 g) i 与 j 之间色弦的能量 (即弦的不变质量 M_{ij}) 为 Q 时, 根据能量守恒, 它在强子化前能够通过 QCD 真空激发产生的结构夸克对 $q\bar{q}$ 的平均数 $\langle N_{ij} \rangle$ 是:

$$Q (= M_{ij}) = 2\langle N_{ij} \rangle m + \langle N_{ij} \rangle (2\langle N_{ij} \rangle - 1)V \quad (7)$$

m 是这些结构夸克的平均质量. 以目前公认的 u, d, s 夸克质量及其产生比例 $1:1:0.3$ 代入, $m=0.36 \text{ GeV}$. V 是强子化前这 $2\langle N_{ij} \rangle$ 个 q 和 \bar{q} 两两间相互作用的平均势能. 由(7)

式,即得由 M_{ij} 值计算 $\langle N_{ij} \rangle$ 的公式:

$$\langle N_{ij} \rangle = (\alpha^2 + \beta M_{ij})^{\frac{1}{2}} - \alpha \quad (8)$$

$$\text{其中} \quad \beta = (2V)^{-1} \quad \alpha = \beta m - \frac{1}{4} \quad (9)$$

这就是“夸克产生律”. β (即 V) 是唯一的待定参数, 在 [6] 中已由 $e^+e^- \rightarrow 2\text{jets}$ 中轻夸克喷注的 HRS 实验数据定出;

$$\beta = 3.6 \text{GeV}^{-1}, \quad (10a)$$

将上述 β, m 值代入, 得

$$\alpha = 1.046 \quad (10b)$$

因此, 我们可直接从 (10) (8) 式计算 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 三条色弦分别产生的夸克(反夸克)数. 显然, 强子化前总的夸克对数

$$\langle N \rangle = \sum_{ij=12,23,31} [(1.094 + 3.6M_{ij})^{\frac{1}{2}} - 1.046] \quad (11)$$

(2) 夸克组合律

强子化前产生的各种 q, \bar{q} 如何转化为能观测的各种介子和重子, 是所有碎裂模型要回答的核心问题. Lund 模型对介子产生的解释是直接了当的, 但不能统一给出重子的产生. 为解释重子产生的现象, 不得不另外引入双夸克对 ($qq\bar{q}$) 激发机制、“爆米花 (popcorn)” 机制和七个自由参数. 即使如此, 仍不能定量拟合 e^+e^- 连续区的各类重子产额及其随总能的变化^[1,2]. 既然实验表明 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 碎裂的突出特征是产生更多的各类重子, 尝试用新的强子化模型取代 Lund 弦碎裂, 是值得的.

在文献 [10] 中, 我们专门研究了 N 对夸克随机组合为介子、重子的规律. 发现快度近关联是和 QCD 基本要求一致的, 并唯一确定了夸克组合成介子、重子的规则——“夸克组合律”. 按这一组合律, N 对夸克组合为 M 个介子、 B 个重子及反重子的几率为:

$$X_{MB}(N) = \frac{2N(N!)^2(M+2B-1)!}{(2N)!M!(B!)^2} 3^{M-1} \delta_{N,M+3B} \quad (12)$$

因此, N 对夸克组合的介子、重子平均数为

$$\left. \begin{aligned} \bar{M}(N) &= \sum_M \sum_B M X_{MB}(N) \\ \bar{B}(N) &= \sum_M \sum_B B X_{MB}(N) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

实验都是测量对事例的平均值, 即与 $\langle N \rangle, \langle B \rangle, \langle M \rangle$ 对应的结果, 如 N 的分布为 $P(N)$, 则

$$\left. \begin{aligned} \langle M \rangle &= \sum_N P(N) \bar{M}(N) \\ \langle B \rangle &= \sum_N P(N) \bar{B}(N) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

如果 $P(N)$ 为泊松分布, 则 $\langle M \rangle, \langle B \rangle$ 只与 $\langle N \rangle$ 有关. 无任何可调参数, 并直接由 (12) — (14) 算出. 在 [11] 中已算出对 $N \leq 10$ 时:

$$\left. \begin{aligned} \langle M \rangle &= a \langle N \rangle + b \\ \langle B \rangle &= (1-a) \langle N \rangle / 3 - b/3 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中 $a=0.6577; b=0.6848$

注意上面组合律算出的 $\langle M \rangle$ 、 $\langle B \rangle$ ，对应强子化直接产生的介子与重子。在 [6] 中，我们象其它模型一样，只考虑轨道角动量 $L=0, 1$ 的介子，及 $J^{PC} = \frac{3^+}{2}, \frac{1^+}{2}$ 的 $L=0$ 重子。并在 [6] 中已证明 $L=1$ 介子约占直生介子的约 $\frac{1}{4}$ 。在 [12] 中已证明 $\frac{3^+}{2}$ 重子与 $\frac{1^+}{2}$ 重子的比例为 0.36。它们的 $SU_f(3)$ 多重态的产生比率，则满足奇异抑制度 $\lambda=0.3$ 的 $SU_f(3)$ 对称^[12]。再利用粒子数据表给的不稳定粒子衰变分支比，即可由已知的 $\langle N \rangle$ 出发，算出与实验测量结果对应的各种强子产额。现在的问题是如何将上述适用于 $q\bar{q}$ 直弦 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2\text{jet}$ ，即属于这种情况) 的夸克组合律，正确应用到 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 封闭三角形弦上？是三根弦产生的 q, \bar{q} 各自组合，还是连在一起组合。从 [10] 中揭示的夸克组合律的动力学基础和要求快度近关联的实质，无非是在一条直弦情况下，当两个 q 或 \bar{q} 快度愈接近，意味着两者相对运动愈慢、作用时间愈长。总来得及等 $q\bar{q}$ 处于色单态而形成介子， qq 处于 $\bar{3}$ 态先组合为双夸克等等。在 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 情况，虽然快度参量无法定义，但仍可用 Υ 质心系中每两个 q 或 \bar{q} 的 $\Delta p = |\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j|$ 反映它们发生相互作用时间的长短， $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j$ 最接近的，组合为强子，不管它们是属于同一 $\langle N_{ij} \rangle$ ，或分属不同的 $\langle N_{ij} \rangle$ 。也就是说，应把 (11) 式得到的三条直弦产生的所有夸克对 $\langle N \rangle$ ，代入 (15) 式，一起组合为强子，或简单概括为：夸克按三条直弦产生，按一条封闭三角形弦组合。

四、碎裂产物的计算流程和结果

按上两节提出的原理和方法，已可算出由任一角分布的三胶子所碎裂产生的任何强子 h_i 的平均产额 $\langle h_i \rangle$ 。但正如引言中已强调的， Υ 衰变实验数据包括了所有角度分布的三胶子中间态的贡献，理论上对应 $\langle h_i \rangle$ 对 $\Upsilon \rightarrow 3g$ Dalitz 图的整个物理区再求平均的结果：

$$\langle h_i \rangle = \int |m|^2 \langle h_i \rangle ds / \int |m|^2 ds \quad (16)$$

ds 与 $|m|^2$ 的意义如第二节所述。下面同样用 $\langle N \rangle$ 、 $\langle M \rangle$ 、 $\langle B \rangle$ 表示 $\langle N \rangle$ 、 $\langle M \rangle$ 、 $\langle B \rangle$ 对 Dalitz 图上所有物理点，即三胶子所有可能的角分布的平均结果。

Dalitz 图中任一物理点 P 可用极坐标 $P(R, \theta)$ 标记，这时三个胶子的能量 (如图 2 所示) 分别为：

$$\begin{aligned} E_1 &= (M_\Upsilon/3) - R \cos(\theta - \pi/6) \\ E_2 &= (M_\Upsilon/3) + R \cos(\theta + \pi/6) \\ E_3 &= (M_\Upsilon/3) + R \sin\theta \end{aligned} \quad (17)$$

由 (1)、(3)、(11) 式并对物理区的 R, θ 值范围积分，即可得出

$$\langle N \rangle = \int \langle N \rangle |m|^2 ds / \int |m|^2 ds \quad (18)$$

在积分时，为了除去三角形顶点的非物理点，必须作截断，我们取顶点附近的一个小等腰三角形作截除，该三角形的高 $AE=0.4\text{GeV}$ 。(见图 2)。经计算验证，(截去的三个小三角形的权重积分)/(物理区总的权重积分) < 0.027 ，影响很小。计算得到， $\langle N \rangle = 6.27$ ，表明

这时(15)式给出的 $\langle N \rangle$ 与 $\langle M \rangle$ 、 $\langle B \rangle$ 之间的线性关系是成立的,因而可用

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= a \langle N \rangle + b \\ \langle B \rangle &= (1 - a) \langle N \rangle / 3 - b / 3 \end{aligned} \quad (19)$$

去计算 $\langle M \rangle$ 、 $\langle B \rangle$,然后按上节陈述的方法算出与 Υ 衰变测量对应的各种强子的产生率 $\langle h_i \rangle$.表1中列出了我们计算结果与 ARGUS 组测量结果的对照.在无任何附加参数的情况下,得到的全部八个重子理论值都在误差范围内与实验符合.重子产生的实验数据(除 $p + \bar{p}$ 外)全部取自文献[13].表1中介子的实验数据也来自同一实验组^[14], π^0 、 η 、 ϕ 与理论计算相符,但 π^\pm 、 K^\pm 的理论值偏低.

表1 $\Upsilon \rightarrow 3g \rightarrow h's$ 中各种粒子产额(粒子数/每事例)的理论和实验值

粒子	测量结果	本文理论结果
$p + \bar{p}$	0.507 ± 0.028	0.48
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	$(2.28 \pm 0.03 \pm 0.21) \times 10^{-1}$	2.08×10^{-1}
$\Xi^- + \bar{\Xi}^-$	$(2.06 \pm 0.17 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	2.23×10^{-2}
$\Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$	$(5.64 \pm 1.69 \pm 1.13) \times 10^{-2}$	5.67×10^{-2}
$\Sigma^-(1385) + \bar{\Sigma}^-(1385)$	$(1.42 \pm 0.17 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	1.78×10^{-3}
$\Sigma^+(1385) + \bar{\Sigma}^+(1385)$	$(1.68 \pm 0.29 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	1.78×10^{-3}
$\Xi^0(1530) + \bar{\Xi}^0(1530)$	$(4.78 \pm 1.14 \pm 0.62) \times 10^{-3}$	5.87×10^{-3}
$\Omega^- + \bar{\Omega}^-$	$(1.83 \pm 0.62 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	1.76×10^{-3}
$\pi^+ + \pi^-$	7.55 ± 0.14	6.98
$K^+ + K^-$	$0.906 \pm 0.016 \pm 0.023$	0.61
π^0	$3.917 \pm 0.23 \pm 0.38$	3.73
η	$0.40 \pm 0.14 \pm 0.09$	0.28
ϕ	$0.0545 \pm 0.0022 \pm 0.0034$	0.046

五、小 结

Υ 衰变能够准确提供胶子碎裂的信息.十多年实验研究,尤其是近来 ARGUS 组的精细测量,发现它和 $q\bar{q}$ 碎裂的根本区别是重子产生成倍增多.至今还没有模型能定量说明.

本文将 $q\bar{q}$ 碎裂的夸克产生律和组合律,推广到 $3g$ 系统的色弦碎裂,假定夸克按其中三条直弦分别产生,然后按总的曲弦组合.不附加任何参数,预言的各种粒子产额,和实验符合得较好.这也表明 Lund 模型中 $\Upsilon \rightarrow 3g$ 的色弦图象基本上是合理的,但其弦碎裂模型不能很好反映重子的产生规律.

ARGUS 组对 $q\bar{q}$ 碎裂连续区及 Υ 共振区的重子产生规律,还进行了其它深入的实验研究,如奇异抑制,“自旋抑制”,重子-反重子味道关联, $\Lambda(1520)$ 的产生,双重子 pp 和 $\Lambda\Lambda$ 产生率,重子分数动量谱等,发现都与 Lund 模型预言不符,但前四项,已在我们的随机组合模型框架中得到了自然解释^[12,15].所以,本文的结果并非偶然.

感谢刘希明、陈鄂生、王群等同志的多次讨论。作者之一(谢去病),感谢 ARGUS 组 D. Wegener 教授的讨论及提供的全部实验信息。

参 考 文 献

- [1] T. Sjostrand, *Int. J. Mod. Phys.*, **A3**(1989), 751.
 [2] W. Hofmann, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **38**(1988), 279.
 [3] B. Andersson et al., *Phys. Scripta*, **32**(1985), 574.
 [4] H. Scheck, *Nucl. Phys. B(proc. Suppl.)*, **1B**(1988), 291.
 D. Wegener, in proceedings of International Symposium on Multiparticle Dynamics, eds. Wu Yuanfang and Liu Lianshou (World Scientific, Singapore 1992), P. 107.
 [5] 田丽丽等, *高能物理与核物理*, **17**(1993), 第 8 期.
 [6] Xie Qubing, Liu Ximing, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 2169.
 [7] 李政道:《粒子物理和场论简引》, 科学出版社, 1984, P. 267;
 或章乃森编著《粒子物理学》上, 科学出版社, 1986, P. 124.
 [8] A. Ore, J. L. Powell, *Phys. Rev.*, **74**(1949), 1696.
 [9] Harald Fritzsh et al., *Phys. Lett.* **B74**(1978), 907;
 S. T. Brodsky et al., *Phys. Lett.* **B73**(1978), 203.
 [10] 谢去病等,《高能物理与核物理》, **8**(1984), 642.
 或 Xie Qubing, Proc. of XIX International Symposium on Multiparticle Dynamics, eds. D. Schiff and J. Tran Thanh Van (World Scientific, 1988), P. 369.
 [11] Chen Zhijiang et al., *J. Phys. G; Nucl. Phys.*, **14**(1988), 1339.
 [12] 谢去病, *高能物理与核物理*, **16**(1992), 22.
 Xie Qubing, Proc. of XIX International Symposium on Multiparticle Dynamics, eds. Wu Yuanfang and Liu Lianshou (World Scientific, Singapore 1992), P340.
 [13] H. Albrecht et al., (ARGUS), *Z. Phys.*, **C39**(1988), 177.
 [14] H. Albrecht et al., (ARGUS), *Z. phys.*, **C41**(1989), 557; **C44**(1989), 547;
C46(1990), 15.
 [15] Liang Zuotang, Xie Qubing, *Phys. Rev.*, **D43**(1991), 751.

Gluon Fragmentation in Υ Decay

TIAN LILI

(Department of Physics, Ji'nan University, 250002)

XIE QUBING

(Department of Physics, Shandong University, 250100)

ABSTRACT

Up to now, no model can reproduce the baryon rates measured by ARGUS collaboration in direct Υ decays, except a qualitative explanation given by Lund model. Instead of the string fragmentation model in Lund picture, we apply the quark production rule and combination rule for $q\bar{q}$ fragmentation to the colour string for $\Upsilon \rightarrow 3g$. The results agree well with ARGUS data without extra parameter.